

ГИГАНТСКИЙ ВСПЛЕСК ФОТОПРОВОДИМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПРИ УВЕЛИЧЕНИИ КОНЦЕНТРАЦИИ ЦЕНТРОВ РЕКОМБИНАЦИИ

В.А.Холоднов¹⁾

Теоретический отдел Российского научного центра "Орион"

111123 Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 октября 1997 г.

После переработки 23 марта 1998 г.

В приближении одного уровня рекомбинации обоснована возможность роста на несколько порядков собственной фотопроводимости полупроводников с примесной рекомбинацией носителей при увеличении концентрации центров рекомбинации в условиях слабого оптического излучения.

PACS: 72.20.Jv, 72.40.+w

Среди накопленной обильной информации по собственной фотопроводимости полупроводников с примесной рекомбинацией нет четкой формулировки характера зависимости плотности фототока I_{ph} от концентрации центров рекомбинации N . Возможно, это связано с ее кажущейся очевидностью: I_{ph} уменьшается с ростом N . В самом деле, чем больше N , тем, на первый взгляд, за счет увеличения темпа захвата неравновесных электронов и дырок будут меньше и их времена жизни τ_n и τ_p , а поэтому меньше и I_{ph} . В данном сообщении показано, что такое, казалось бы, физически оправданное представление не всегда верно: в зависимости $I_{ph}(N)$, в целом падающей с увеличением N , может быть и участок роста, и даже на несколько порядков (рис.1a). Эффект обусловлен прежде всего, тем, что времена τ_n и τ_p чрезвычайно сильно (на порядки) возрастают в некотором интервале значений при увеличении N (рис.1b), если [1, 2]

$$\xi_1 \equiv \frac{3}{\theta B} \ll 1, \quad \xi_2 \equiv \frac{4B}{A^2} \ll 1, \quad \xi_3 \equiv \frac{1}{\sqrt{A}} \ll 1, \quad \xi_4 \equiv \frac{\sqrt{B}}{A} \ll 1, \quad (1)$$

где

$$A = 2 \frac{N_D}{n_t} \quad B = 4 \frac{p_t}{n_t}, \quad \theta = \frac{w_p}{w_n}, \quad (2)$$

w_n и w_p – вероятности захвата на глубокий уровень электронов и дырок, n_t и p_t – их равновесные концентрации при совпадении энергий уровня Ферми и рекомбинационного уровня. В работах [1, 2] использовалась модель, когда имеются мелкие, полностью ионизованные доноры с концентрацией N_D и нейтральные и минус однозарядные глубокие акцепторы с концентрациями N_0 и $N_- = N - N_0$ при слабом отклонении (например, при слабой освещенности) параметров полупроводника от равновесных значений. Считалось также, что фактор спинового вырождения акцепторного состояния равен 1/2 [3, 4]. В данном сообщении использована та же модель.

Из работ [5, 6] следует, что при межзонной рекомбинации неравновесных носителей I_{ph} растет с увеличением времен жизни, если амбиполярная подвижность $\mu = 0$ или если отсутствует рекомбинация на токовых контактах ($x = 0$ и $x = W$, вставка

¹⁾ e-mail: orex@aha.ru; ost@mastak.sitek.ru

на рис.1а). Реально же рекомбинация на них в той или иной степени всегда происходит [7]. Поэтому в обычных условиях ($\mu \neq 0$) увеличение времен жизни, начиная с некоторых их значений, не приводит к росту фототока [5-7]. Наиболее ярко насыщение I_{ph} проявляется в случае сильной рекомбинации на контактах, когда [5-7]

$$\Delta n(0) = \Delta p(0) = \Delta n(W) = \Delta p(W) = 0, \quad (3)$$

где $\Delta n(x)$ и $\Delta p(x)$ – отклонение концентраций электронов и дырок от равновесных значений n_e и p_e . При примесной рекомбинации функция $\mu(N)$, как показано ниже, может обращаться в нуль при том же значении $N \cong N_D$, при котором функции $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ достигают максимума [1, 2], рис.1b, 1c. Поэтому, когда N приближается к N_D , то I_{ph} растет в меру увеличения τ_n и τ_p , если, конечно, увеличение при этом эффективной амбиполярной диффузионной длины L_{ef} (см. ниже) не приведет к сильному возрастанию гибели фотовозбужденных носителей за счет их диффузии к токовым контактам и рекомбинации на последних. В этом состоит физическая причина эффекта.

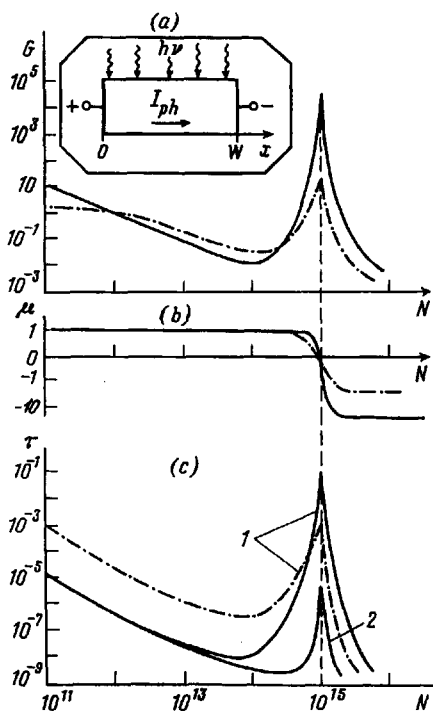


Рис.1. Зависимости: а - $G \equiv I_{ph}/qgW$; б - μ (в ед. μ_p); в - τ_n (кривая 1) и τ_p (кривая 2) (в с) от N , см^{-3} . Принято: комнатная температура, $W = 10^{-1}$ см, $\theta \equiv w_p/w_n = 10^2$, $w_n = 10^{-8}$ $\text{см}^3/\text{с}$, $n_i/n_t = 10^4$, $N_D = 10^{15}$ см^{-3} , $E_0 = 10$ В/см, сплошная кривая - GaAs, штрих-пунктир - Si. На вставке - схема фотопроводника

Математически эффект легче всего описать, если уравнение нейтральности невырожденного полупроводника в состоянии термодинамического равновесия представить в виде

$$N = n_t \frac{1 + \delta}{2\delta^2} f(\delta), \quad \delta = \frac{N_e}{N_0^e}, \quad f(\delta) = B + A\delta - \delta^2, \quad (4)$$

и воспользоваться малым параметром

$$\xi \equiv \frac{a_n + a_p}{\mu_n n_e + \mu_p p_e} = \frac{2(a_n + a_p)\delta}{(\delta^2 \mu_n + B\mu_p)n_t} \ll 1, \quad (5)$$

которым можно характеризовать степень отклонения полупроводника от локальной нейтральности под воздействием засветки. Здесь N_-^e и N_0^e – равновесные значения N_- и N_0 , μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок,

$$a_n = \frac{\varepsilon}{8\pi q \theta} \frac{(1 + \delta) \cdot f(\delta) w_p n_t}{f(\delta) + (1 + \delta)(\theta B + \delta)}, \quad a_p = \frac{\varepsilon}{8\pi q} \frac{(1 + \delta^{-1}) \cdot f(\delta) w_p n_t}{B + (A + \theta B)\delta + (\theta B + \delta)\delta^2}, \quad (6)$$

ε – диэлектрическая постоянная, q – заряд электрона. При слабой освещенности правомерно линейное приближение по g , где g – плотность скорости фотогенерации носителей. Из линеаризованных уравнений Пуассона и выражений для темновых скоростей рекомбинации-генерации дырок R_p и электронов и R_n [2], а также условия стационарности $R_n = R_p$ следует, что в этом приближении

$$R_n = \frac{\Delta n}{\tau_n} + a_n \frac{d\Delta E}{dx}, \quad R_p = \frac{\Delta p}{\tau_p} - a_p \frac{d\Delta E}{dx}, \quad \Delta p = \frac{\tau_p}{\tau_n} \Delta n + (a_n + a_p) \tau_p \frac{d\Delta E}{dx}, \quad (7)$$

где

$$\tau_n = \frac{2\delta^2 \theta \cdot f(\delta) + (1 + \delta)(\theta B + \delta)}{f(\delta) [\delta A + (2 + \delta)B + \delta^3] w_p n_t}, \quad \tau_p = \frac{2\delta B + (A + \theta B)\delta + (\theta B + \delta)\delta^2}{f(\delta) [\delta A + (2 + \delta)B + \delta^3] w_p n_t}, \quad (8)$$

ΔE – отклонение напряженности электрического поля от его значения E_0 при отсутствии засветки. Используя линеаризованные выражения для электронной, ΔI_n , и дырочной, ΔI_p , компонент I_{ph} , соотношения (7) можно представить в виде

$$R_n = \frac{\Delta n}{\tau_n} - \xi_n \frac{dj}{dx}, \quad R_p = \frac{\Delta p}{\tau_p} + \xi_p \frac{dj}{dx}, \quad \Delta p = \frac{\tau_p}{\tau_n} \Delta n - \xi \tau_p \frac{dj}{dx}, \quad (9)$$

где

$$j = (\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p) E_0 + D_n \frac{d\Delta n}{dx} - D_p \frac{d\Delta p}{dx}, \quad (10)$$

$$\xi_n = \frac{a_n}{\mu_n n_e + \mu_p p_e} < \xi, \quad \xi_p = \xi - \xi_n < \xi, \quad (11)$$

D_n и D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок. В отсутствие внешней нагрузки (вставка на рис.1а) засветка не меняет напряжения на образце. Поэтому выражения для ΔI_n и ΔI_p и (9)–(11) при граничных условиях (3) позволяют записать плотность фототока в виде

$$I_{ph} = \left\{ \left(b + \frac{\tau_p}{\tau_n} \right) \cdot \langle \Delta n \rangle + \xi \frac{L_p^2}{W} \left(\frac{d\Delta p}{dx} - b \frac{d\Delta n}{dx} \right) \Big|_{x=0}^{x=W} \right\} q \mu_p E_0, \quad (12)$$

где $\langle \Delta n \rangle$ – среднеарифметическая по x (вставка на рис.1а) концентрация неравновесных электронов, $b = \mu_n / \mu_p$, $L_p = (D_p \tau_p)^{1/2}$ – диффузионная длина дырок. Само же распределение $\Delta n(x)$ при $g(x) = \text{const}$ определяется уравнением

$$Q \frac{\partial^4 \Delta n}{dx^4} - (D + D_E + D_\xi) \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + (\mu + \mu_\xi) E_0 \frac{d\Delta n}{dx} + \frac{\Delta n}{\tau_n} = g, \quad (13)$$

которое можно получить, воспользовавшись еще и уравнением непрерывности для ΔI_n . Здесь

$$D_E = \xi \tau_p \mu_p \mu_n E_0^2, \quad D = \frac{\delta^2 \tau_p + B \tau_n}{(B + b\delta^2) \tau_n} D_n, \quad \mu = \frac{n_e \tau_p - p_e \tau_n}{(p_e + b n_e) \tau_n} \mu_n = \frac{\delta^2 \tau_p - B \tau_n}{(B + b\delta^2) \tau_n} \mu_n, \quad (14)$$

$$Q = \xi D_n L_p^2, \quad D_\xi = \xi_p \frac{\tau_p}{\tau_n} D_p + \xi_n D_n, \quad \mu_\xi = \xi_p \frac{\tau_p}{\tau_n} \mu_p - \xi_n \mu_n. \quad (15)$$

Величины D и μ имеют физический смысл амбиполярных коэффициента диффузии и подвижности носителей в квазинейтральной плазме полупроводника [3, 5–9] (при достаточно малых значениях ξ , как это видно из (9), (13)–(15)). Величины Q , D_ξ , μ_ξ и D_E обусловлены фотовозбуждением объемного заряда. Условие (5), которое обычно выполняется с большим запасом, позволяет в уравнении (13), как показывает анализ, опустить члены с Q , D_ξ и μ_ξ . Член же с D_E необходимо оставить, так как D_E за счет квадратичной зависимости от E_0 может превышать D уже при умеренных полях. Также и в (12) можно опустить члены, содержащие малый параметр ξ . Итак, приходим к соотношениям

$$(D + D_E) \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \mu E_0 \frac{d \Delta n}{dx} - \frac{\Delta n}{\tau_n} + g = 0, \quad I_{ph} = q \left(\mu_n + \frac{\tau_p}{\tau_n} \mu_p \right) \cdot \langle \Delta n \rangle E_0. \quad (16)$$

Они вместе с выражениями (4)–(6), (8) и (14) позволяют легко получить в параметрической форме зависимость $I_{ph}(N)$ (рис.1а).

Анализируя выражения (4), (8) и (14), можно показать, что при выполнении неравенств (1) уравнение $\mu(N) = 0$ имеет решение. В нулевом порядке по малым параметрам (1) корень этого уравнения совпадает с положениями максимумов [1, 2] функций $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ и равен N_D , о чем нами сообщалось в трудах международного симпозиума [10]. Поясним зависимости τ_n , τ_p и μ от N , изображенные на рис.1б, с.

Обратные времена жизни неравновесных электронов и дырок

$$\tau_n^{-1} = \tau_{n1}^{-1} + \tau_{n2}^{-1} + \tau_{n3}^{-1}, \quad \tau_p^{-1} = \tau_{p1}^{-1} + \tau_{p2}^{-1} + \tau_{p3}^{-1} \quad (17)$$

складываются из трех частичных составляющих [1, 2]. Первые из них, τ_{n1}^{-1} и τ_{p1}^{-1} , отвечают изменению скоростей захвата электронов $\Delta n \cdot w_n N_0^e$ и дырок $\Delta p \cdot w_p N_0^e$, обусловленному лишь отклонением концентраций носителей от равновесных значений. Вторые составляющие, τ_{n2}^{-1} и τ_{p2}^{-1} отвечают изменению скоростей захвата электронов $n_e w_n \cdot \Delta N_0$ и дырок $p_e w_p \cdot \Delta N_-$, обусловленному лишь отклонением концентраций центров захвата электронов $\Delta N_0 = N_0 - N_0^e$ и дырок $\Delta N_- = N_- - N_-^e = -\Delta N_0$ от равновесных значений N_0^e и N_-^e . Третьи составляющие, $\tau_{n3}^{-1} = \delta^{-1} \tau_{n2}^{-1}$ и $\tau_{p3}^{-1} = \delta \tau_{p2}^{-1}$, отвечают изменению скоростей теплового выброса с примесного уровня электронов в зону проводимости $\frac{1}{2} n_i w_n \Delta N_-$ и дырок в валентную зону $2 p_i w_p \Delta N_0$, обусловленному отклонением концентраций центров тепловой генерации электронов ΔN_- и дырок ΔN_0 от равновесных значений. Времена τ_{n1} и τ_{p1} можно рассматривать как времена захвата избыточных электронов и дырок равновесными ловушками, времена τ_{n2} и τ_{p2} – как времена релаксации неравновесного состояния за счет захвата равновесных носителей неравновесными ловушками, а времена $-\tau_{n3}$ и $-\tau_{p3}$ можно считать временами термической генерации электронов и дырок с соответствующих неравновесных центров ΔN_- и ΔN_0 .

Когда $N < N_D$, отношение $N_-^e / N_0^e \gg 1$, а следовательно, $\tau_{p1} \ll \tau_{n1}$. Поэтому появление избыточных свободных носителей приводит к появлению дополнительных (неравновесных) ловушек электронов и центров тепловой генерации дырок ($\Delta N_0 = -\Delta N_- > 0$). При таком изменении зарядового состояния рекомбинационных центров составляющие τ_{p2}^{-1} и τ_{p3}^{-1} становятся отрицательными, причем, $|\tau_{p2}^{-1}| \ll |\tau_{p3}^{-1}|$, в то время как $\tau_{n2}^{-1} \gg \tau_{n3}^{-1} > 0$. Это означает, что τ_p превосходит τ_{p1} за счет тепловой генерации дырок с неравновесных центров ΔN_0 , в то время

как $\tau_n \ll \tau_{n1}$ вследствие захвата равновесных электронов этими центрами. Пока $N < N_D$, концентрация N_-^e растет при увеличении N , а N_0^e остается много меньше N_-^e . Поэтому растет и ΔN_0 . Этот рост вызывает более быстрое уменьшение $|\tau_{p3}|$, чем уменьшение τ_{p1} . В результате, начиная с некоего значения $N < N_D$ [1, 2], скорость тепловой генерации дырок с неравновесных центров и скорость захвата неравновесных дырок на равновесные ловушки становятся очень близки друг другу. По этой причине τ_p начинает расти. Рост τ_n , начиная с некоего значения $N < N_D$ [2], обусловлен уменьшением n_e при увеличении N .

При $N > N_D$ концентрация N_-^e увеличивается существенно более медленно, чем N_0^e , с ростом N , что приводит к уменьшению отношения τ_{n1}/τ_{p1} . Это, в свою очередь, вызывает уменьшение ΔN_0 при увеличении N . Кроме того, продолжает падать n_e . Поэтому компонента τ_{n1}^{-1} становится определяющей в τ_n^{-1} . В результате $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ падают с ростом N .

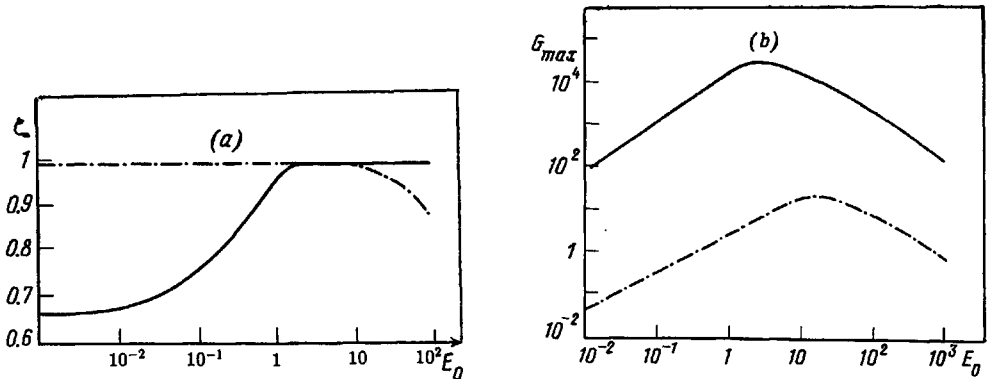


Рис.2. Зависимости от E_0 , В/см: а – отношения $\zeta \equiv G_{max}^{ap}/G_{max}^{ac}$, где G_{max}^{ap} и G_{max}^{ac} – приближенное и точное значения $G \equiv I_{ph}/qgW$ в точке максимума функции $I_{ph}(N)$ (рис.1а), б – величины G_{max} . Параметры полупроводников (сплошная кривая – GaAs, штрих-пунктир – Si) те же, что и на рис.1

Амбиполярная подвижность (14) определяет скорость дрейфа в электрическом поле концентрационного возмущения – квазинейтрального облака положительных и отрицательных зарядов [3, 8], в том числе и связанных на глубокой примеси. Последним объясняется то, что при примесной рекомбинации μ зависит и от отношения τ_p/τ_n . Естественно, что тем носителям, которых больше, легче обеспечивать экранирование объемного заряда, то есть они подстраиваются под дрейф других носителей. Именно поэтому при межзонной рекомбинации облако дрейфует в поле с той же скоростью и в том же направлении, что и неосновные носители, а в собственном материале не управляется полем совсем [3, 8] ($\mu \cong \mu_p > 0$ при $n_e \gg p_e$, $\mu \cong -\mu_n < 0$ при $n_e \ll p_e$ и $\mu = 0$ при $n_e = p_e$). Похожая ситуация, но не точно такая же, имеет место и в случае примесной рекомбинации. В рассматриваемых условиях за счет того, что $\tau_p < \tau_n$ (рис.1с), обращение μ в нуль происходит в материале n -типа (для принятых на рис.1 параметров при $n_e \cong 10p_e$ в кремнии и $n_e \cong 10^4p_e$ в арсениде галлия). Физически это обусловлено положительным знаком возмущения, связанного на глубокой примеси заряда ($\Delta N_- < 0$). Отношение p_e/n_e начинает существенно увеличиваться, причем очень резко, лишь при $N \cong N_D$. В то же время отношение τ_p/τ_n не может иметь столько порядков малости, сколько может иметь отношение p_e/n_e . Поэтому μ обращается в нуль при $N \cong N_D$, если глубокий уровень, согласно

условиям (1), находится в нижней половине запрещенной зоны. Если же этот уровень расположен в верхней половине запрещенной зоны, то, опять-таки, из-за того, что τ_p/τ_n не может иметь столько порядков малости, сколько может иметь p_e/n_e , функция $\mu(N)$ всегда имеет положительный знак для реальных значений N , при этом времена жизни τ_p и τ_n всегда уменьшаются с увеличением N [1, 2].

Экспериментально рост времени жизни носителей, хотя и небольшой, за счет, по-видимому, увеличения N наблюдался в работах [11, 12].

Основанное на соотношениях (16) решение задачи будем называть приближенным. Параметр $\xi(N)$, по-прежнему оставаясь малым, достигает наибольшего значения в окрестности точки $N = N_{max}$, в которой функции $I_{ph}(N)$ достигает максимума I_{ph}^{max} . Отклонение приближенного значения I_{ph}^{max} от точного (вычисленного с учетом всех членов в уравнении (13) и соотношении (12)) представлено на рис.2а. При $N = N_{max}$ точное решение не так сложно найти, ибо $\mu + \mu_\xi = 0$ в этой точке. Из рис.2б видно, что I_{ph}^{max} немонотонно зависит от E_0 . Это вызвано увеличением $L_{ef} = \sqrt{(D + D_E)\tau_n}$ при увеличении E_0 , что приводит к росту гибели фотовозбужденных носителей вследствие диффузии к токовым контактам и последующей рекомбинации на них.

В заключение отметим, что эффекты, аналогичные рассмотренным выше, могут наблюдаться, как это следует из их физической сути, и в других средах с характером рекомбинации диссоциативного и ион-ионного типа, к примеру, в многокомпонентной плазме [13].

Автор благодарен чл.-кор. РАН Р.А.Сурису за положительную оценку тематики данной работы, чл.-кор. РАН Л.Н.Курбатову за обсуждение ее результатов и Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку работы (грант 96-02-17196).

-
1. A.A.Drugova and V.A.Kholodnov, *Solid State Electron.* **38**, 1247 (1995).
 2. В.А.Холоднов, *ФТП* **30**, 1011 (1996).
 3. Р.Смит, *Полупроводники*, М.: Мир, 1982 (R.A.Smith, *Semiconductors*, Cambridge University Press, 1978).
 4. Дж.Блейкмор, *Физика твердого тела*, М.: Мир, 1988 (J.S.Blakmore, *Solid State Physics*, Cambridge University Press, 1985).
 5. E.S.Rittner, *Photoconductivity Conference*, New York, 1956, p.215.
 6. Y.J.Shacham-Diamand and I.Kidron, *Infr. Phys.* **21**, 105 (1981).
 7. A.Rogalski with contr. By M.Kimata, V.F.Kocherov, J.Piotrovski et al., *Infrared photon detectors*, Bellingham-Washington USA: SPIE Opt. Engin. Press, 1995.
 8. В.Л.Бонч-Бруевич, С.Г.Калашников, *Физика полупроводников*, М.: Наука, 1990.
 9. С.М.Рывкин, *Фотоэлектрические явления в полупроводниках*, М.: Физматгиз, 1963.
 10. A.A.Drugova and V.A.Kholodnov, *Proc. of ISDRS, USA*, **1**, Dec.1995, p.197.
 11. G.K.Wertheim, *Phys. Rev.* **109**, 1086 (1958).
 12. З.В.Вашелеишвили, В.С.Гарный, С.Н.Горин, Т.А.Пагаева, *ФТП* **18**, 1714 (1984).
 13. Ю.П.Райзер, *Физика газового разряда*, М.: Наука, 1992.